

# Superconductividad a altas temperaturas.

V.L. Ginzburg y D.A. Kirzhnits, Academia de Ciencias de la URSS

El problema de la superconductividad a altas temperaturas (SAT) comenzó a estudiarse seriamente a partir de 1964 cuando se propuso la posibilidad de aumentar sustancialmente la temperatura crítica  $T_c$  en cadenas cuasi-unidimensionales de polímeros [1] y sistemas cuasibidimensionales (frontera metal-dieléctrico, 'sandwich', etcétera [2] como consecuencia del mecanismo excitónico de atracción entre electrones. El estado del problema hacia 1977 se reflejó en la monografía colectiva [3] (resúmenes más recientes pueden hallarse en [4,5]).

El descubrimiento de las cerámicas de óxidos metálicos (COM) con altas temperaturas críticas [6] resultó inesperado y no previsto por los teóricos. Más aún, este descubrimiento le ha impuesto tareas muy serias a la teoría. Se hace necesario establecer cuál es el mecanismo de la superconductividad en las COM (aclarar ante todo si es del tipo fonónico 'usual' o se relaciona con los mecanismos 'exóticos'); comprender si pueden existir otros compuestos, distintos a las COM, con altos valores de  $T_c$ ; valorar las perspectivas de continuar elevando esta magnitud.

Desgraciadamente, el estudio experimental de las COM de hecho sólo ha comenzado y sus resultados, por el momento, son demasiado incompletos y, con frecuencia, contradictorios. Por eso aún no existen los datos imprescindibles para la solución de las tareas mencionadas más arriba. Y por esta misma razón no es posible valorar con certeza los modelos propuestos de superconductividad en las COM. En esta situación, nuestro trabajo no puede

pretender más que dar un resumen de las ideas y propuestas existentes con relación a la posibilidad de elevar la temperatura crítica en los superconductores.

1. Decisiva para el problema de la SAT es la cuestión sobre la dependencia de la temperatura crítica con respecto a las características del sistema superconductor. En la teoría original de Bardeen, Cooper y Schriffer (BCS) la magnitud  $T_c$  se relacionaba con el ancho,  $\kappa_B \theta$ , de la zona de atracción interelectrónica próxima a la superficie de Fermi, con la densidad de estados,  $N(0)$ , y con el elemento matricial del potencial de interacción  $V$ , a través de

$$(1) \quad T_c = \theta \exp - (1/\lambda_{eff}) , \quad \lambda_{eff} = N(0) V$$

En el mecanismo fonónico (MF) de superconductividad, en el cual la atracción entre electrones se debe a su interacción con las oscilaciones de la red, la magnitud  $\theta$  en (1) se identifica con la temperatura de Debye  $\theta_D$ .

Otras teorías más reales (teoría de Eliashberg, teoría de acoplamiento débil para un medio con dependencia arbitraria de la constante dieléctrica con la frecuencia) conducen a la precisión e incluso modificación radical de la fórmula (1), la deducción de la cual requiere de una serie de suposiciones simplificantes. Los resultados, esencialmente dependen del valor de la magnitud  $\lambda$  - constante adimensional que caracteriza la interacción entre los electrones de conducción y las oscilaciones de la red.

En el caso de acoplamiento débil ( $\lambda \ll 1$ ) en la fórmula (1) se debe sustituir

$$(2) \quad \lambda_{eff} = \lambda - \mu^* = \lambda - \mu / (1 + \mu \ln(E_F/k_B \theta))$$

( $\mu \lesssim 0,5$  - constante adimensional de la interacción coulombiana,  $E_F$  - energía de Fermi) y entender que  $\theta$  es el valor medio logarítmico de la frecuencia fonónica (ver [3] cap. 2). Con el aumento de  $\theta$  la magnitud  $T_c$  pasa a través de un máximo, que es más bajo mientras más pequeña es  $\lambda$  (ver [1,2]). En la literatura se formuló la desigualdad  $\lambda \lesssim \mu$ , la cual de ser cierta daría una cota superior muy baja para  $T_c$ . Esta desigualdad se obtiene a partir de la expresión para  $\mu - \lambda$  en términos de la constante dieléctrica longitudinal del medio

$$\mu - \lambda = 4 \pi e^2 N(0) \left\langle \frac{1}{k^2 \epsilon(0, k)} \right\rangle$$

(los paréntesis indican promedio con respecto al impulso  $\hbar k$ ) y de la condición de estabilidad del medio escrita en la forma  $\epsilon(0, k) \geq 1$ . En realidad, sin embargo, la condición de estabilidad se formula  $1/\epsilon(0, k) \leq 1$  ( $k \neq 0$ ). Son permitidos, por tanto, valores  $\epsilon(0, k) < 0$ ,  $\lambda > \mu$  e inválida la cota superior mencionada para  $T_c$  (ver [3,7]). Estos valores para  $\epsilon$  y  $\lambda$  no sólo son posibles en principio, sino que se realizan en diferentes medios [4,5] (por ejemplo en el compuesto Pb Bi,  $\lambda \approx 2,6 > \mu$ , ver [5,8]).

En el caso de acoplamiento intermedio ( $\lambda \sim 1$ ) se tiene un conjunto de fórmulas del tipo (1) para  $T_c$  de carácter semiempírico o muy dependientes del modelo utilizado, para las cuales, en todos los casos, la región de aplicación o no está clara o es extremadamente estrecha (ver [3,5,8]). La más simple de ellas corresponde al cambio de (2) por

$$(3) \quad \lambda_{\text{eff}} = (1 - \mu^*) / (1 + \lambda)$$

En el caso de acoplamiento fuerte ( $\lambda \gg 1$ ) la ecuación de Eliashberg da

$$(4) \quad T_c \approx \frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B} \sqrt{\lambda}$$

donde  $\bar{\omega}$  es cierta frecuencia fonónica media (ver [9,10] y [3] cap 4). Es importante señalar que cuando  $\lambda \gg 1$  las magnitudes  $\theta$  y  $\lambda$  no se pueden considerar independientes: con el aumento de  $\lambda$  tiene lugar el "ablandamiento" de los modos fonónicos y la disminución de  $\theta$  como resultado de la acción de apantallamiento de los electrones de conducción. Esa acción inversa de los electrones sobre la red se describe (en el caso simple de un solo pico en la densidad de estados cuando  $\lambda \geq 1$  por la relación

$$(5) \quad k_B \theta \approx \hbar \omega_0 / (1 + C \lambda)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia desnuda ("pseudoatómica") y C cierta constante del orden de 1. La relación  $\frac{\hbar \omega_0}{k_B} > \theta_D$  determina el límite superior para la temperatura crítica en el caso de acoplamiento no débil (ver [5,10] y literatura citada).

El contenido de este epígrafe se relaciona no sólo con el MF de la superconductividad, sino también, en gran medida, con el excitónico (ver más abajo).

2. De lo expuesto se desprende la ausencia de cualquier prohibición de principio a una elevación significativa de  $T_c$  (en los marcos del MF) para superconductores con altos valores  $\theta$  y  $\lambda$ . Estimados burdos de  $T_c$  a partir de las fórmulas escritas así lo indican. Así, de acuerdo con (1), a los valores  $\lambda_{\text{eff}} \leq 3$  y  $\theta \sim 300$  K corresponde  $T_c \sim 100$  K, mientras que la fórmula (3) con  $\mu^* = 0, 1$ ,  $\theta \sim 300$  K y  $\lambda = 1$  y 3 da, correspondientemente  $T_c \sim 30$  K y 75 K; valores semejantes se obtienen a partir de las fórmulas para acoplamiento intermedio. Todo el problema se resume en saber si existen materiales superconductores para los cuales  $\lambda$  y  $\theta$  son simultáneamente suficientemente altos.

Hasta 1986 esos materiales no eran conocidos. Muchos metales se caracterizan por valores altos de  $\theta = \theta_D$ , del orden de 400-500 K y hasta 1400 K en el caso del berilio [11] (esperanzas por los valores altos de  $\theta_D$  fueron manifestadas también en relación con los superconductores orgánicos, los cuales contienen los átomos ligeros H y C, ver [12]). Toda una serie de superconductores tienen  $\lambda \sim 1-2$ . Sin embargo, en un material dado un valor

grande de  $\Theta_D$  indefectiblemente se acompañaba de un pequeño valor de  $\lambda$  y reciprocamente (de aquí la desigualdad  $T_C \lesssim 25K$  para los superconductores conocidos, que corresponde, por ejemplo a  $\Theta \lesssim 500K$  y  $\lambda_{eff} \lesssim 1/3$  en (1)). Por esta razón, en la literatura se daba un estimado extremadamente modesto de las posibilidades del MF ( $T_C \lesssim 30-40K$ , ver por ejemplo [3] cap 1). Pero siempre se hacía la reserva de que esta conclusión no se podía considerar absoluta ya que se basaba en estimados burdos de  $T_C$  y en los datos experimentales existentes (y en particular se recordaba el hidrógeno metálico para el cual los cálculos indican  $\Theta_D \sim 3000K$  y  $T_C \sim 100-300K$ , ver [3,5] y literatura citada. La posibilidad, en principio, de valores altos de  $T_C$  en los marcos del MF para materiales no muy exóticos siempre se reconocía, aunque se consideraba poco probable.

3. No se excluye que, con el descubrimiento de las COM con altas  $T_C$  (un resumen de datos experimentales puede verse en [6], la situación cambie apreciablemente. Aunque, como se subrayó, aún no existen suficientes datos para responder definitivamente a la cuestión sobre el mecanismo de superconductividad en las COM, se puede, sin embargo, examinar la posibilidad de que precisamente en las COM por primera vez se haya realizado la feliz unión de relativamente altos valores de la temperatura de Debye  $\Theta_D$ , y de la constante de acoplamiento electrón-fonón,  $\lambda$ , y, por tanto, que el MF usual haya conducido a altos valores de la temperatura crítica.

En favor de esta posibilidad existe todo un conjunto de serios argumentos los cuales se relacionan, en primer lugar, con la cerámica La-Sr-Cu-O y otras cercanas a ella, para la cual  $T_C \approx 36K$  (ver [13,15] y también [16,17] donde se realizó el cálculo del cristal tetragonal  $La_2CuO_4$ ). El carácter especial de estos compuestos se relaciona con el hecho de que para ellos es característica la existencia de modos óptimos 'duros' (es decir correspondientes a valores altos de  $\omega_0$  en (5)), que interactúan de forma suficientemente fuerte con los electrones de conducción. De la "dureza" de estos modos es responsable la pequeña masa de los iones O en presencia de una fracción considerable del enlace iónico en estos compuestos - al cual contribuyen cerca de 20 electrones en la celda elemental; al mismo tiempo que se tienen sólo 1-2 electrones de conducción, los cuales conllevan a una baja fracción del enlace metálico y ejercen poca influencia inversa sobre la red (ver más arriba epígrafe 1 y también [3] pág. 195). Todo esto conduce a una  $\Theta_D$  del orden de cientos de K en unión de un valor  $\lambda \gtrsim 2$ , lo cual es completamente compatible con  $T_C \sim 40K$ . Lo dicho se corrobora también en la comparación con la cerámica Ba-Pb-Bi-O obtenida con anterioridad y a la cual corresponde  $T_C \approx 13K$  (ver [18]).

Desde luego, aún no se puede considerar que la naturaleza de la superconductividad en el sistema La-Sr(Ba)-Cu-O está aclarada. Menos aún puede decirse de la cerámica Y-Ba-Cu-O para la cual  $T_C \sim 100K$ . Sin embargo, la posibilidad de que la superconductividad en estos compuestos se explique a

través del MF de ningún modo se debe excluir. La corroboración de esta posibilidad por los ulteriores experimentos significaría que la solución del problema de la SAT esperaba por nosotros, por así decirlo, en el camino trivial.

4. Aún no se sabe si la posibilidad mencionada (mecanismo fonónico) se realiza en las COM con  $T_C \sim 30-100K$ . Por otro lado, no se excluye que las COM sean sólo el primer representante de toda una familia de superconductores a altas temperaturas, a la cual pueden pertenecer otros materiales con otros mecanismos superconductivos. Por eso en lo que sigue se presenta un breve resumen, que de ninguna manera pretende ser completo, sobre los mecanismos 'no estándar' de la superconductividad. En el presente estado de las investigaciones experimentales de las COM este resumen debe verse como una ilustración de las posibilidades que se deben examinar seriamente en el caso que sea clara la no aplicabilidad del MF a altas  $T_C$ .

Incluso la fórmula más simple de la teoría BCS (1), escrita en la forma  $T_C = \theta \exp(-1/N(0)V)$ , pone de manifiesto los principales factores que conducen al crecimiento de  $T_C$ . Ellos son, evidentemente, el aumento del ancho energético característico de la zona de interacción,  $k_B\theta$ , de la densidad de niveles electrónicos en la superficie de Fermi,  $N(0)$ , y de la interacción  $V$ . Por eso más abajo se examinan ejemplos de tres clases de mecanismos correspondientes a estos factores.

Comencemos con el mecanismo que conduce al aumento de la densidad de estados,  $N(0)$ . En la teoría estándar de la superconductividad esta magnitud corresponde al valor de la densidad de estados  $N(E)$  -la cual es una función lisa y de variación lenta- cuando  $E = E_F$ . Otra situación muy distinta tiene lugar si a una temperatura cercana a  $T_C$  ocurre una transición de fase estructural y en el espectro energético de los electrones surge un gap de naturaleza dieléctrica. A la aparición de ese gap puede contribuir la congruencia ("nesting") de las diferentes secciones de la superficie de Fermi, es decir su solapamiento (con el desplazamiento del impulso de los electrones en cierta magnitud) e inversión.

Cerca del borde del gap la densidad de estados crece variando fuertemente de acuerdo con la ley  $N(E) \sim \epsilon^{-1/2}$ , donde  $\epsilon$  es la distancia en la zona permitida medida a partir del borde (físicamente esto se debe a la 'expulsión' de los niveles que corresponderían al gap). Si el nivel de Fermi de los electrones en el semiconductor dopado yace en la zona permitida cerca de su borde, entonces el apareamiento superconductor de los electrones se producirá en condiciones de una alta densidad de estados, rápidamente variable con la energía lo cual a su vez conlleva a la elevación de  $T_C$  en comparación con el caso en que no existe gap dieléctrico (ver [19,20] y [3] cap.5).

Otro factor - el aumento de la atracción interelectrónica,  $V$ , actúa en el modelo bipolarónico de la superconductividad. Una interacción electrón-fonón suficientemente fuerte conduce a la transformación de la relativamente ancha zona de conducción en una estrecha zona polarónica, a la cual corresponde un valor grande de la masa del portador; el polarón. Esta misma interacción da lugar a la formación de pares ligados, los bipolarones, con alta energía de enlace y pequeño radio (hablando vulgarmente esto significa que los dos electrones caen en un pozo de polarización común). El conjunto de bipolarones, que son bosones, puede experimentar condensación de Bose-Einstein a una temperatura que, para bajas concentraciones,  $n$ , de bipolarones se describe por la fórmula usual  $T_c = 3,31 \hbar^2 n^{2/3} / k_B m^*$ , donde  $m^*$  es la masa del bipolarón. Esta temperatura es la de transición a la fase superconductiva en el modelo considerado. A los valores  $n \sim 10^{21} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  y  $m^* \sim 10^2 m$  ( $m$  es la masa del electrón libre) corresponde  $T_c \sim 30-100\text{K}$ . Subrayemos que, a diferencia de los pares de Cooper que se superponen en el espacio y se condensan en forma colectiva, los bipolarones de pequeño radio se condensan uno a uno y por tanto en el modelo considerado no existe gap energético (en el sentido de la teoría BCS usual).

Es curioso señalar que un mecanismo análogo para la superconductividad comenzó a analizarse aún antes de que se creara la teoría BCS. Así en [21] se señaló que un gas de Bose-Einstein de partículas cargadas (digamos con espín 0) no se comportaba de forma análoga a un superconductor. Después, sobre la base de esa observación, se propuso [22] que los electrones de un metal se "pegaban" en pares ("cuasimoléculas") con carga  $2e$  y espín 0, la condensación de las cuales daba lugar a la superconductividad. El rol de cuasimoléculas en el modelo bipolarónico lo juegan los bipolarones (ver [23], en la cual se contiene una detallada bibliografía).

Parecido en cierto sentido al bipolarónico es el modelo de "enlaces valentes resonantes" [24], propuesto recientemente para explicar la superconductividad en las COM. En este modelo la formación de pares ligados de electrones está condicionada no por la interacción electrón-fonón, sino por fuerzas de intercambio del tipo Heitler-London y el orden de la temperatura crítica se determina por la temperatura característica de la transición antiferromagnética y puede alcanzar valores de hasta 100K.

5. De acuerdo con el esquema de exposición escogido, resta examinar la tercera vía para aumentar  $T_c$ : ampliación de la zona de atracción, es decir, aumento de la temperatura  $\theta$  en (1). Con esto se relaciona el mecanismo "excitónico" (ME) de la superconductividad, el cual yace en las raíces del problema de la superconductividad a altas temperaturas [1,2]. La idea de este mecanismo consiste en que la atracción entre electrones puede originarse no sólo por su interacción con las oscilaciones de la red (mecanismo fonónico), sino también por su interacción con electrones. En otras palabras, la fuente de esa atracción puede ser no sólo el intercambio de exci-

taciones de la red (fonones), sino también de excitaciones de tipo electrónico (excitones). En este sentido debemos hablar no de las excitaciones en el sistema de electrones de conducción (las correspondientes excitaciones, plasmones, a pesar que dan lugar a atracción, la misma se amortigua por el apantallamiento de la interacción coulombiana y, por tanto, se refleja sólo en la magnitud  $\mu$ ; ver fórmula (2)), sino en el sistema de otros electrones, diferentes a los de conducción. Estos "otros" electrones pueden pertenecer a zonas más profundas (electrones ligados), a partes no conductoras en un superconductor no homogéneo, etcétera.

Es esencial que la escala de energía característica de las excitaciones electrónicas y, por tanto, el correspondiente ancho de la zona de atracción,  $k_B \theta_e$ , en las cercanías de la superficie de Fermi, es mucho mayor que la energía de Debye,  $k_B \theta_D$ . Esto está relacionado con el hecho de que, a diferencia del MF, ahora oscila no un pesado ión sino el ligero electrón. La relación entre  $\theta_e$  y  $\theta_D$  es fácil de obtener a partir de razonamientos basados en el efecto isotópico  $\theta_D \sim M^{-1/2}$ , donde M es la masa del ión. Cambiando M por m hallamos  $\theta_e \sim (M/m)^{1/2} \theta_D \lesssim 100 \theta_D$ . Experimentalmente también es conocido, desde luego, que existen excitones electrónicos con  $\theta_e \sim 10^3 - 10^4$  K. Cambiar  $\theta_D$  por  $\theta_e$  en la fórmula BCS (1) y en las otras fórmulas del mecanismo fonónico (ver epígr.1) es la idea del ME.

Desde luego, para que el ME sea efectivo es imprescindible que el aumento del factor  $\theta$  en (1) y en las otras expresiones no se acompañe de la disminución de  $\lambda$ . Razonamientos generales apoyan esa posibilidad, pero sólo con la condición indispensable  $\epsilon(o,k) < 0$  (ver epígr.1 y [3]). En el caso del ME debemos hablar del signo negativo de la componente electrónica de la constante dieléctrica  $\epsilon_{el}(o,k) = \epsilon(o,k) - \epsilon_{ph}(o,k) + 1$ , donde  $\epsilon_{ph}$  es la contribución de la red. Satisfacer esta condición es un metal real homogéneo no es fácil ya que ella gravita contra la estabilidad de la red. Esto puede verse incluso en los marcos de un modelo sencillo (de tipo "jalea" en la cual el cuadrado de la frecuencia fonónica es igual a la relación entre el cuadrado de la frecuencia plasmónica iónica y la magnitud  $\epsilon_{el}(o,k)$  y, por tanto, cuando  $\epsilon_{el}(o,k) < 0$  este cuadrado resulta negativo. En todo caso, una teoría consecuente del ME, la cual por el momento no existe, requiere tomar en cuenta la interacción de intercambio-correlación (en particular, los efectos del campo local), salirse de los marcos de la aproximación de acoplamiento débil, etcétera (ver [3,5,25]).

En general, las perspectivas del ME desde las posiciones de la 'alta teoría' no están claras. Con respecto a razonamientos eurísticos y estimados, en este aspecto se ha hecho poco nuevo en los últimos años (ver [1,2,5,25-27,28] y caps. 1,4,6-8 en [3]). Como antes, se piensa que es difícil esperar efectividad del ME para los metales típicos, buenos conductores, con estructura homogénea y se da, por tanto, preferencia a las estructuras

cuasiunidimensionales y cuasibidimensionales (en estas últimas el rol de las fluctuaciones destructivas es menor), a las fronteras interfases ('sandwich'), a los compuestos de tipo laminar, etcétera [2,3,26,28]. Sin embargo, el ancho de la zona de conducción en esas estructuras no puede superar en mucho la magnitud de las escalas atómicas.

En la literatura existe otro conjunto de modelos de superconductividad que toman en cuenta una u otra especificidad de la interacción de los electrones de conducción con la red o con los electrones 'ligados'. El análisis de esos modelos (ver [3] pág 201 y [18,27,29,30]) no está dentro de los objetivos que nos hemos propuesto en este trabajo.

6. Otra vez subrayemos que al enumerar los distintos mecanismos no estándar de superconductividad no nos propusimos su confrontación directa con las propiedades de las COM, aunque se pueden señalar una serie de particularidades de estas últimas favorables para la acción de estos mecanismos. Con esto se relaciona, por ejemplo la estructura laminar cuasibidimensional de tipo 'perovskita' y la gran cantidad de excitaciones colectivas de tipo excitónico en las COM (mecanismo excitónico), la existencia de 'nesting' (mecanismo dieléctrico y, más indirectamente, mecanismo bipolarónico) y otras.

Al mismo tiempo, para la solución de la cuestión principal: la aclaración total de la naturaleza de la SAT en las COM, aún con mucho no bastan los datos experimentales existentes. Es suficiente decir que nosotros, hablando rigurosamente, no sabemos la respuesta a la pregunta de si las propiedades superconductoras de la cerámica son inherentes al monocristal o si ese rol esencial lo juegan sus imperfecciones, las cuales en abundancia están presentes en las COM.

Para la comprensión de la naturaleza de la SAT en las COM (y en primer lugar la pregunta de si se debe al mecanismo fonónico) son imprescindibles amplias investigaciones de las características de estos compuestos en estado normal y superconductor, y también los correspondientes cálculos. Desde este punto de vista, un significado especial lo tiene la investigación de los monocristales (y el rol de las imperfecciones estructurales), las mediciones de estructura por rayos X (tipo de red), las mediciones ópticas (estructura de zonas), las mediciones de espectroscopía de efecto túnel y de dispersión de neutrones (espectro fonónico e interacción electrón-fonón) las mediciones de calor específico (temperatura de Debye, densidad de estados, etcétera, las mediciones magnéticas (susceptibilidad, campo crítico, longitud de penetración), las mediciones túnel (gap energético). Los cálculos deben establecer la estructura de zonas, las características fonónicas (incluyendo la interacción electrón-fonón) y otras.

Muy importante para la aclaración del mecanismo de superconductividad en las COM (aunque probablemente muy difícil debido a su compleja composi-



ción) sería la medición del efecto isotópico, la existencia del cual señalaría hacia el MF. Información esencial podrían brindar las mediciones de la relación entre el gap energético y  $T_c$ , el salto del calor específico en el punto de transición, el exponente del calor específico a bajas temperaturas, etcétera. La comparación de estas magnitudes con la teoría BCS daría evidencia sobre el enlace, el ancho de la zona energética de conducción y otras.

Cualquiera sea el mecanismo de la superconductividad en las COM debe caracterizarse, por lo visto, por su 'rusticidad', es decir, por ser poco sensible a los cambios en la composición y la tecnología de preparación de las muestras, etcétera. Sobre esto habla la relativa facilidad con que se reproducen los resultados experimentales en distintos laboratorios del mundo, así como la estabilidad de estos resultados.

Todos los superconductores a altas temperaturas descubiertos recientemente (excepto las capas de Nb-Ge-AlO con  $T_c \approx 44K$ , ver [31]) son del tipo COM. Sin dudas, no se puede excluir la posibilidad de que existan superconductores a altas temperaturas de otras clases, la búsqueda de los cuales puede adquirir un carácter orientado después que se aclare la naturaleza de la superconductividad en las COM. No se deben olvidar las posibilidades relacionadas con los superconductores orgánicos o de estructura laminar, tipo 'sandwich', etcétera.

7. El descubrimiento de la SAT, que en estos momentos permite trabajar a la temperatura del nitrógeno líquido, representa sin dudas un acontecimiento excepcional que puede tener consecuencias, difíciles de prever, de carácter científico-técnico e incluso social. Es remarcable que este descubrimiento no fue el resultado de una consecuente y planificada acumulación de ideas, sino que ocurrió, podemos decir, casualmente. Casual es también la fecha del descubrimiento: finales de 1986, que en principio pudo haberse realizado cuando menos ocho o diez años antes. En favor de esto atestigua el siguiente y sorprendente hecho: a finales de 1978 fue enviado a publicación un artículo [32], en el cual colaboradores del Instituto de Química General e Inorgánica de la AC URSS comunicaban la síntesis de distintas COM y entre ellas el compuesto La-Sr(Ba)-Cu-O con la composición requerida. Se reportaban también mediciones de resistividad eléctrica, pero no a bajas temperaturas!

De la historia del descubrimiento de la SAT es necesario extraer algunas lecciones:

1) Si el mecanismo de la superconductividad en las COM resulta simplemente el fonónico, esto significa que los teóricos no consideraron toda una serie de posibilidades (en particular, la posibilidad de que existiera un superconductor con altos valores de  $\theta$  y  $\lambda$  simultáneamente).

2) Entre los experimentadores no existía la meta de obtener la SAT y además no existía el necesario vínculo entre los físicos de bajas temperaturas y los químicos y físicos que se dedican a la Ciencia de materiales. A favor de esto habla más que nada el hecho, mencionado más arriba, relacionado con la publicación [32]. Aquí se manifestó un atmósfera general de indiferencia hacia el problema de la SAT, al cual se dedicaron sólo grupos de entusiastas a pesar de su significación evidente.

3) A la luz del descubrimiento de la SAT se hace necesario volverse hacia los experimentos del año 78, en los cuales fue descubierta anomalía magnética en el CuCl a temperaturas 150-200K [33] (más tarde un efecto análogo fue hallado en el compuesto CdS, ver [34]). Por desgracia, como no pocas veces sucede, los resultados resultaron no repetibles (fue propuesto, incluso, el término especial 'superconductividad no repetible' [35]) y se difundió la opinión de que eran resultados erróneos. Por otro lado, no se excluye que a la luz de la superconductividad en las COM, en los experimentos mencionados aparezca la SAT (o el muy interesante 'superdiamagnetismo' [25,36]). Si la suposición de SAT en el CuCl y el CdS efectivamente se verifica, entonces esto no fue comprendido a lo largo de 9 años, el trabajo olvidado y en la historia de la física se habrá escrito otra aleccionadora (y, podemos decir, triste) página.

Desearíamos creer que esta y otras lecciones de la historia de la superconductividad en las COM serán asimiladas y un amplio programa de investigaciones, que se propuso ya antes [3,26,37,38], será llevado a cabo.

Antes de 1987 la búsqueda de materiales que mantuvieran la superconductividad a la temperatura del nitrógeno líquido parecía un sueño. Hoy esto es una realidad. El sueño ha pasado a ser ahora la creación de superconductores que trabajen a temperatura ambiente. Ninguna barrera en este camino es conocida y los valores  $T_c \sim 300-500K$  se suponen en principio alcanzables aunque, desde luego, ninguna garantía se puede dar. La experiencia del pasado nos da fundamento a concluir este trabajo con el llamamiento a no repetir errores pasados, no manifestar un innecesario escepticismo y, tenazmente, buscar en un amplio frente nuevos superconductores de altas temperaturas.

Los autores agradecen a E.G.Maksimov por el análisis del texto.

Instituto de física P.N.Lebedev, Academia de Ciencias de la URSS

#### BIBLIOGRAFÍA

1. Little, W.  
Phys. Rev. Ser A, 1964, v 134, p 1416.
2. Ginzburg, V.L.  
ZhETF 1964, t 47, p 2318. Phys Lett 1964, v 13, p 101.

3. El problema de la superconductividad a altas temperaturas', bajo la redacción de Ginzburg V.L. y Kirzhnits D.A., Nauka, 1977.  
Edición en inglés ampliada 'High temperature Superconductivity',  
Consult. Bureau, NY 1982.
4. Dolgov, O.V.; D.A.Kirzhnits and E.G.Maksimov  
Rev. Mod. Phys. 1981, v 53, p 81.
5. Dolgov, O.V y E.G.Maksimov:  
UFN, 1982, t 138, p 95.  
Actas del FIAN, 1983, t 148, p3.
6. Golovashkin, A.I.  
Por aparecer en UFN.
7. Kirzhnits, D.A.  
UFN, 1976, t 119, p, 357.
8. Wong Zheng-yu and Wu Hang-sheng  
J. Phys, C. Solid State Phys, 1986, v 19, p 5459.
9. Allen, P.B. and R.C.Dynes  
Phys. Rev. Ser. B 1975, v 12, p 905.
10. Bulaevski, L.N. y O.V.Dolgov  
Cartas al ZhETF, 1987.
11. Leger, A. et al  
J Phys. Lett. 1975, v 36, p 301.
12. Buzdin, A.I. y L.N.Bulaevski  
UFN, 1984, t 114, p 415.
13. Cava, R.J. et al  
Phys. Rev. Lett 1987, v 58, p 408.
14. Kwok, W.K. et al  
Phys. Rev. Lett 1987 (en prensa).
15. Weber, W.  
Phys. Rev. Lett (en prensa).
16. Mattheiss, L.F.  
Phys. Rev. Lett 1987, v 58, p 1028.
17. Mazin, I.I.; E.G.Maksimov; S.M.Rashkeev; S.Yu.Savrasov y Yu.A.Uspenski  
Cartas al ZhETF, 1987.
18. Gabovich, A.M. y L.P.Moiseev  
UFN, 1986, t 150, p. 599.
19. Kopaev, Yu.V.  
ZhETF, 1970, t 58, p 1012.  
Risunov, A.I, Do chan Kat, Kpaev Yu.V, ZhETF, 1973, t 65, p 1984.

20. Kopaev, Yu.V. and A.I. Risunov  
Phys. Lett, (en prensa).
21. Ginzburg, V.L.  
UFN, 1952, t 48, p 26.  
Fortschritte der Physik, 1953, v 1, p 101.
22. Schafroth, M.R.  
Phys. Rev. 1954, v 96, p 149, 1442; 1955, v 100, p 463.  
Schafroth, M.R. et al Helv Phys. Acta, 1957, v 30, p 93.  
Traducción al ruso en el libro 'Teoría de la Superconductividad',  
p 62, Moscú, Inostran Lit.
23. Alexandrov, A.S.; J.Ranninger and S.Robaszkiewics  
Phys Rev.B, v 33, p 4526 (1986).  
Bulaevski, L.N.; A.A.Sobyanin and D.I.Joniski, ZhETF, 1984, t 87,  
p 1490.
24. Anderson, P.W.  
Science, en prensa, 1987.
25. Superconductivity, Superdiamagnetism, Superfluidity', ed V.L.Ginzburg,  
Moscú, Mir, 1987.
26. Ginzburg, V.L.  
UFN, 1968, t 95, p 91; 1970, t 101, p 185; 1976, t 118, p 315.
27. Geilikman, B.T.  
UFN, 1973, t 109, p 65. 'Investigaciones sobre física de bajas  
temperaturas'. Moscú, Atomizdat, 1979.
28. Allender, D.; J.Bray and J.Bardeen  
Phys Rev 1973, B7, 1020; 1973, B8, 4433.
29. Pashitski, E.A.; V.L.Makarov and S.D.Tereshenko  
Fiz Tverd Tela, 1974, t 16, p 427.
30. Aprikosov, A.A.  
Cartas al ZhETF, 1978, t 27, p 235.
31. Ogushi, T. and Y.Osono  
Appl Phys Lett 1986, v 48, p 1167.
32. Shapliguin, I.S.; B.G.Kajan and V.B.Lazarev  
Journ níora fímil, 24, 1478, 1979.
33. Brandt, N.B. y A.P.Rusakov et al  
Cartas al ZhETF, 1978, t 27, p 37.
34. Brown, E. et al  
Phys. Rev. Lett, 1980, v 45, p 478.
35. Bisli, M.R. and T.J.Gueboll  
UFN, 1986, t 148, p 347.

36. Ginzburg, V.L.; A.A.Gorbazevich; Yu.V.Kopaev and B.A.Volkov  
Solid State Commun, 1984, v 50, p 339.
37. Zavoiski, E.K.  
UFN, 1977, t 121, p 737.
38. Golovashkin, A.I.  
UFN, 1986, t 148, p 363.
39. Vonsovski, S.V.; Yu.A.Izyumov and E.Z.Kurmaev  
'Superconductividad en metales de transición, sus aleaciones  
y compuestos'. Moscú, 1977.